8 Les détecteurs au silicium à micropistes

Des détecteurs au silicium à micropistes double−face équiperont le SSD de l'expérience STAR. Dans ce chapitre, nous allons préciser les principes de fonctionnement de ce type de détecteurs. Après une présentation générale, nous détaillerons certains phénomènes particuliers qui doivent être pris en compte pour caractériser les modules de détection du SSD.

8.1 Principe

8.1.1 Notions de base sur les semi−conducteurs

8.1.1.1 Les semi−conducteurs

Dans les solides, la structure en couches des atomes est modifiée à cause de la superposition des fonctions d'onde des électrons. Un cristal est alors décrit par une structure en bandes (figure 8.1). La bande de valence contient les électrons liés aux atomes du cristal alors que la bande de conduction est peuplée par les électrons libres, qui ne sont plus associés à un atome en particulier et peuvent donc se déplacer et former un signal électrique. La différence d'énergie (Eg) entre la bande de valence et la bande de conduction correspond à l'énergie nécessaire pour créer un électron libre. La bande de valence des matériaux conducteurs n'est pas complètement saturée d'électrons. Elle est située dans la bande de conduction ; l'énergie Eg est alors nulle. Elle est supérieure à zéro dans le cas des semi−conducteurs et des isolants, ces deux types de matériaux se différenciant par la largeur de leur bande interdite. Elle est de l'ordre de 1 eV pour les semi−conducteurs et supérieure à 5 eV pour les isolants (pour le silicium, Eg = 1.1 eV à température ambiante).

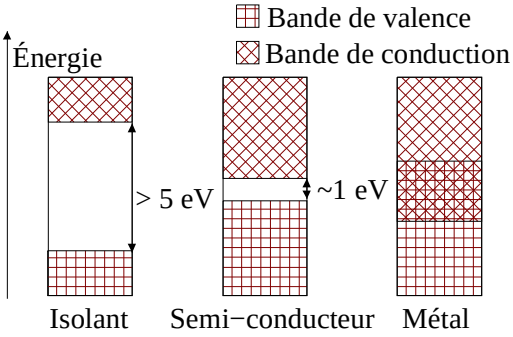

Figure 8.1 Structure en bandes des solides

Dans le cas d'un matériau semi−conducteur, l'agitation thermique à température ambiante est suffisante pour permettre à quelques électrons de passer de la bande de valence à la bande de conduction. Ils laissent alors vacants des sites atomiques appelés trous qui peuvent être considérés comme des porteurs de charge libres à l'instar des électrons dans la bande de conduction. En effet, un trou peut être facilement comblé par un électron de la bande de valence issu d'un atome voisin. Ce phénomène peut se répéter de proche en proche et les trous peuvent ainsi se déplacer à l'intérieur du cristal de silicium. Il existe donc deux types de porteurs de charge dans les semi−conducteurs : les électrons

présents dans la bande de conduction et les trous dans la bande de valence. A 300K, dans le silicium, de l'ordre de $1.5\ 10^{10}$ porteurs de charge libres sont présents par cm^3. Ce nombre est très faible par rapport au $1.5\ 10^{22}$ atomes de silicium par cm^3.

8.1.1.2 Le dopage

Le nombre de porteurs de charge libres présents dans un cristal de silicium peut être modifié grâce à la technique du dopage. Elle consiste à ajouter au silicium des atomes d'impureté dont l'énergie nécessaire à la formation d'électrons libres (site donneur) ou de trous (site accepteur) est faible. Le silicium est un atome tetra−valent c'est−à−dire qu'il possède quatre électrons dans sa bande de valence. Une impureté est un atome penta−valent (donneur) ou tri−valent (accepteur) qui prend la place d'un atome de silicium et crée un porteur de charge libre. Les concentrations des trous et des électrons libres ne sont alors plus égales lorsque le cristal est dopé. La présence d'impuretés entraîne la formation d'un excès d'un type de porteurs par rapport à l'autre. Le silicium est qualifié de type p (respectivement n) s'il est dopé de manière à présenter un excès d'électrons libres (respectivement de trous). Les qualificatifs p+ et n+ sont utilisés lorsqu'il est fortement dopé.

8.1.1.3 La jonction pn

Le dopage peut être réalisé sélectivement sur différentes régions d'un même substrat de silicium : une partie du cristal peut être dopé p et une autre n. Les deux types de silicium p et n peuvent être ainsi mis en contact. Comme ils présentent des concentrations de porteurs libres très différentes, un phénomène de diffusion se met en place : les électrons en excès du côté p migrent vers le côté n alors que les trous se déplacent en sens opposé. Ce mouvement des porteurs tend à équilibrer la concentration de chaque type de porteur libre. Les électrons qui quittent le côté p et les trous le côté n, ne sont pas remplacés ce qui entraîne la formation d'une charge d'espace. Celle ci génère alors un champ électrique qui s'oppose à la diffusion des porteurs de charge libres. Un équilibre s'établit lorsque le courant induit par ce champ compense celui dû à la diffusion. Dans la région proche de l'interface entre les côtés p et n, aucune charge libre n'est plus présente. Une jonction pn dont le principe est représenté sur la figure 8.2 est alors formée.

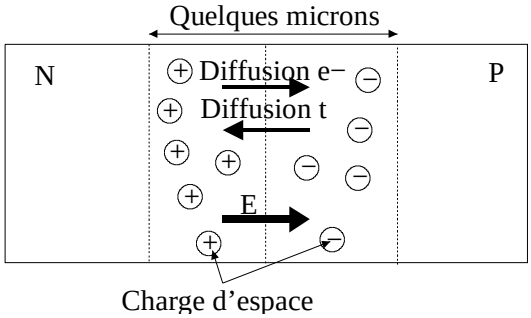

Figure 8.2 Principe de la jonction pn

8.1.2 Principe de fonctionnement des détecteurs semi−conducteurs

Lorsqu'une particule traverse un matériau, elle perd de l'énergie par ionisation. Le signal électrique associé au déplacement des électrons libres et des trous qu'elle a générés

permet de détecter son passage. En particulier, lorsqu'une particule traverse du silicium elle crée environ 80 paires électron−trou par micron. En général, des substrats de silicium de 300 microns d'épaisseur sont utilisés car cette taille correspond au standard de l'industrie. Une particule au minimum d'ionisation génère alors environ 25000 paires électron−trou ce qui est aisément détectable avec les électroniques de lecture actuelles dont le bruit reste inférieur à 1000 équivalent électron.

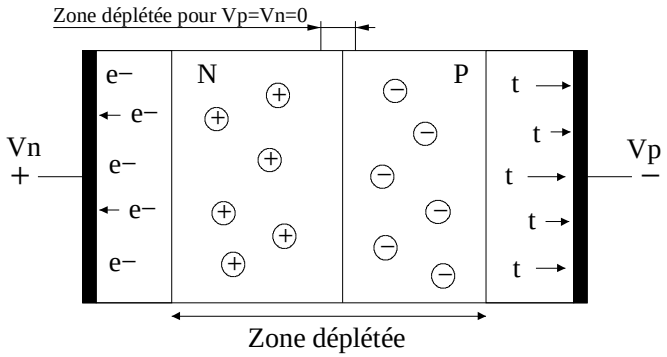

Figure 8.3 Principe de fonctionnement d'une jonction pn polarisée

Cependant, la zone désertée, c'est à dire sans charge libre, créée par la jonction pn ne s'étend que sur une distance de quelques microns. Il est donc nécessaire d'en augmenter sa taille pour assurer une bonne collection des charges créées par une particule. La largeur de déplétion est augmentée en appliquant une différence de potentiel positive Vn−Vp (figure 8.3) car le champ électrique extérieur force les porteurs majoritaires, trous du côté n et électrons du côté p, à migrer en direction opposée à la jonction. Ainsi, si la tension est suffisante, le substrat peut être entièrement déserté.

Généralement, pour construire un détecteur, une couche de l'ordre de 1 micron d'épaisseur, fortement dopée p+ (respectivement n+) est implantée sur un substrat de 300 microns, dopé n (respectivement p). Une tension de polarisation est appliquée pour déserter l'ensemble des 300 microns du substrat. La différence de concentration en porteurs entre les deux types de silicium permet de maintenir l'équilibre de la jonction.

La charge déposée par le passage d'une particule peut être mesurée en connectant les côtés p ou (et) n à un amplificateur qui produira un signal mesurable. Cependant, il existe un courant de fuite entre les côtés p et n qui introduit du bruit dans l'amplificateur. Afin de découpler ce courant et d'isoler la source de tension de polarisation de l'électronique de lecture, le signal est généralement lu par couplage capacitif. Le principe de ce couplage est représenté sur la figure 8.4. Une couche de quelques microns d'épaisseur de dioxyde de silicium est déposée à la surface du substrat de silicium. Elle est elle même recouverte par une couche d'aluminium. La capacité entre l'aluminium et l'implantation p+ (ou n+) est importante. Les implantations p+ et n+ sont connectées au générateur de tension de polarisation à travers des impédances importantes afin de forcer la majeure partie du courant à être induit sur l'aluminium.

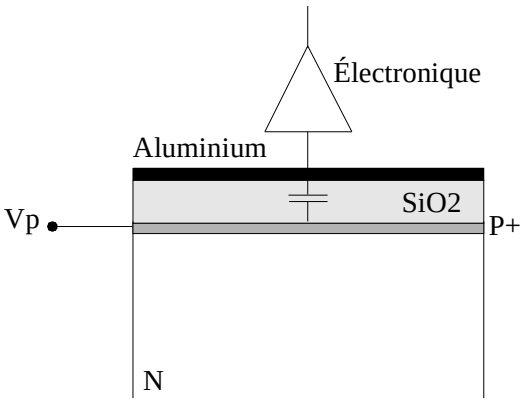

Figure 8.4 Couplage capacitif entre silicium p+ et aluminium

Le détecteur que nous avons présenté jusqu'à présent correspond à une diode. La figure 8.5 résume les principes de fonctionnement que nous avons rappelés. Le passage d'une particule et l'énergie qu'elle dépose peuvent être détectés dans ce type de détecteur, mais il n'est pas possible de localiser la position à laquelle elle a traversé le substrat. Les détecteurs à micropistes ont été conçus pour réaliser une telle mesure.

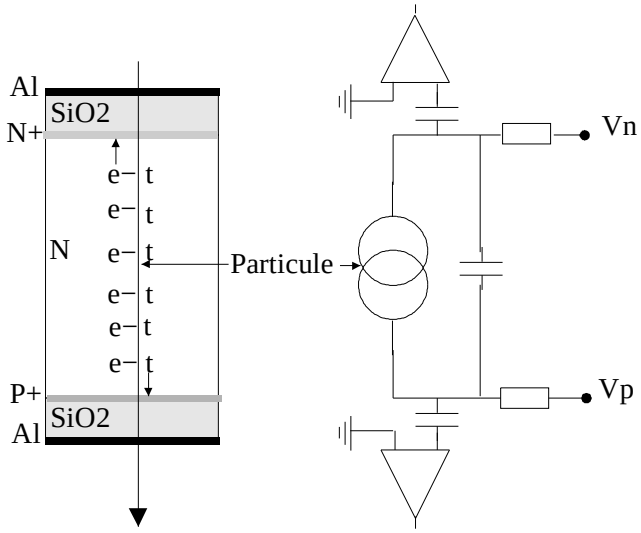

Figure 8.5 Schéma de principe d'une diode pn

8.1.3 Les détecteurs au silicium à micropistes

Afin de mesurer le point de passage des particules, le dopage n'est pas réalisé uniformément à la surface du détecteur. Seul le substrat est intégralement dopé p ou n. Dans le cas d'un substrat de type n, l'implantation du type p+ est réalisée de manière à former des pistes. Chaque piste est reliée à une voie d'électronique de lecture. La position d'une particule est déterminée en identifiant la ou les pistes qui ont mesuré un signal lié à l'ionisation qu'elle a généré. La distance entre deux pistes varie en général de 10 à 200 microns. Dans le cas du SSD, la distance inter−piste est égale à 95 microns et les pistes mesurent 4 cm de long.

Il est possible de ne pas connecter toutes les pistes à des voies d'électronique tout en conservant une résolution en position comparable. En effet si une piste de silicium n'a pas de connexion à la masse à travers un amplificateur, elle induit du signal sur les pistes voisines. Le point de passage de la particule peut être calculé précisément en prenant en compte le signal induit à gauche et à droite par les pistes flottantes c'est à dire non connectées à la masse. Cette méthode n'a pas été retenue dans le cadre des détecteurs de l'expérience STAR car elle augmente le nombre moyen de pistes touchées. En effet, dans les collisions d'ions lourds ultra−relativistes un grand nombre de particules sont susceptibles de traverser un détecteur dans un même événement. Il est alors important de minimiser le nombre de pistes touchées par une particule afin de limiter le nombre de cas où deux particules touchent les mêmes pistes.

Pour obtenir une mesure de position à deux dimensions les détecteurs sont segmentés de chaque côté. Dans le cas d'un substrat de type n, des pistes dopées p+ et n+ sont implantées afin d'assurer la collection des trous et des électrons. Le principe de fonctionnement d'un détecteur au silicium à micropistes double face est représenté sur la figure 8.6. Sur cette figure nous avons indiqué la présence de implants appelées "p stop" qui sont utilisées afin d'éviter qu'un contact électrique ne s'établisse entre les pistes n+. En effet le dioxyde de silicium tend à attirer des électrons du substrat à sa surface car il possède un léger excès d'ions positifs. En s'accumulant entre les pistes n+, les électrons forment une fine couche conductrice. Afin d'éviter un tel phénomène, une implantation p+ est réalisée entre les pistes n+ afin de repousser les électrons ce qui a pour conséquence d'augmenter la capacité inter−piste.

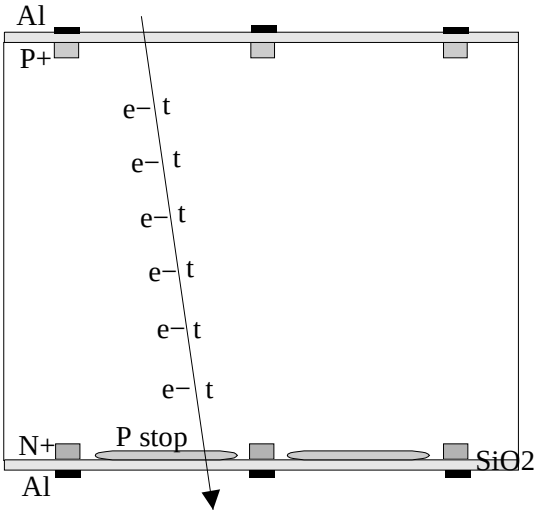

Figure 8.6 Principe de fonctionnement d'un détecteur au silicium double face

Un angle de 90° entre les pistes n+ et p+ doit être utilisé afin d'obtenir la meilleure résolution en position à deux dimensions possible. Cependant, dans ce cas, toutes les pistes p+ croisent toutes les pistes n+. Lorsque deux particules traversent le même détecteur il existe alors deux possibilités pour associer les pistes n+ et p+ entre elles. Les ambiguïtés possibles sont représentés sur la figure 8.7 dans le cas où les pistes p et n forment un angle

petit. Il est nécessaire de lever ces ambiguïtés en comparant les charges mesurées sur les côtés p et n ou en utilisant les informations sur les points d'impact reconstruits par trajectographie dans d'autres détecteurs. Cependant, afin de limiter ce type d'ambiguïté, un angle de 35 milliradians a été retenu pour les modules de détection du SSD.

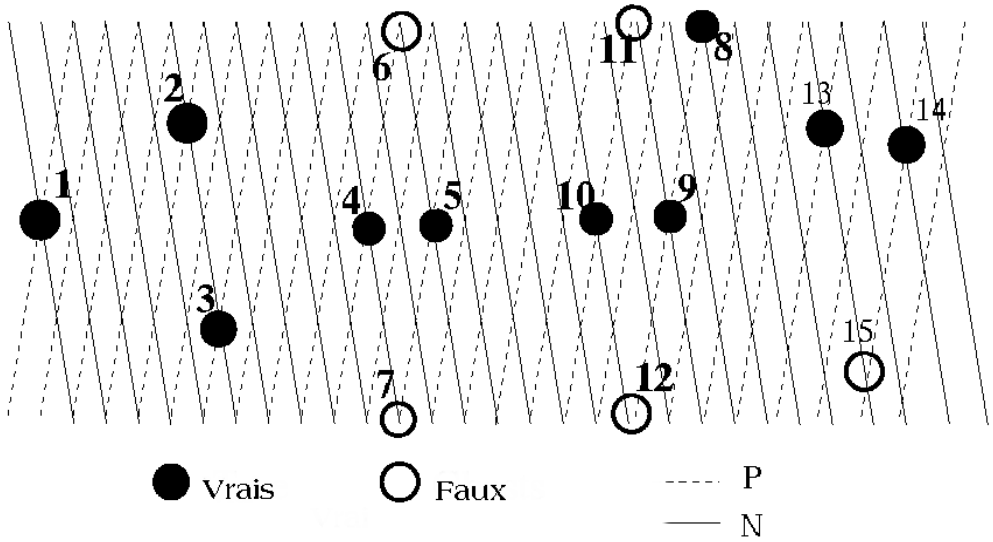

Figure 8.7 Ambiguïtés lors de l'association des mesures des côtés p et n. Point 1 non ambigu. Points 2 et 3 reconstruit comme un seul du côté n. Ambiguïtés à deux points : les points 4 et 5 peuvent aussi être reconstruits aux positions 6 et 7.

Dans la suite de ce chapitre nous allons détailler certains phénomènes qui régissent le fonctionnement d'un détecteur au silicium à micropistes. Nous nous concentrerons sur ceux qui ont un impact sur le fonctionnement des détecteurs utilisés dans l'expérience STAR.

8.2 L'ionisation

La valeur la plus probable de l'énergie perdue dans un substrat de silicium de 300 microns lors du passage d'une particule au minimum d'ionisation est de l'ordre de 90 keV. Un peu moins de 25000 paires électron−trou sont créées, l'énergie nécessaire à la création d'une seule paire étant égale à 3.62 eV (à 300 K). L'amplitude du signal électrique généré par ces paires est détectable directement ce qui est un avantage important par rapport aux détecteurs gazeux.

La connaissance de l'énergie moyenne déposée dans le silicium n'est pas suffisante. En effet, la mesure de la perte d'énergie est utilisée pour identifier les particules ce qui nécessite la connaissance de ses fluctuations. Il est donc nécessaire d'étudier la variation spatiale de l'ionisation dans le silicium.

8.2.1 Distribution du dépôt d'énergie

Les particules perdent de l'énergie en interagissant avec les atomes de silicium. Ces interactions sont directement reliées à la structure des couches atomiques du silicium. En effet, l'énergie nécessaire à l'arrachement d'un électron d'un atome est dépendante de la couche sur laquelle il se trouve. La section efficace différentielle $\sigma(E)$ représente la probabilité pour une particule de perdre une énergie E en interagissant avec un seul atome. Elle peut être calculée à l'aide de la méthode GOS (Generalised Oscillator Strength) [44]

dont le principe est de considérer les processus de photo−absorption afin de prendre en compte les interactions avec les couches atomiques M,L et K. La section efficace différentielle ainsi calculée pour des pions de 45 GeV/c est représentée sur la figure 8.8 où les trois pics qui apparaissent correspondent aux trois couches atomiques M, L et K.

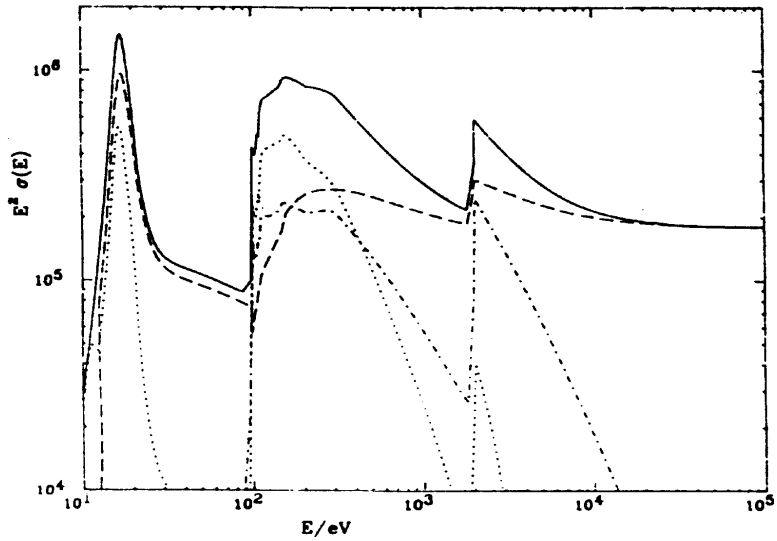

Figure 8.8 Section efficace de la perte d'énergie de pions de 45 GeV dans le silicium, lors d'une collision unique

Les quantités suivantes peuvent être calculées à partir de la section efficace différentielle en connaissant la densité dans un substrat de silicium :

- Nombre moyen de collisions = 3.82 μm^{-1}
- Perte d'énergie moyenne = 533 eV/ μm

La section efficace différentielle a une forme très irrégulière car les énergies des différentes couches atomiques apparaissent. Toutefois, dans les détecteurs au silicium de plusieurs centaines de microns d'épaisseur, il est inutile de s'intéresser à l'énergie déposée dans une collision unique. Il est suffisant d'échantillonner l'ionisation sur des distances de quelques microns qui correspondent à quelques dizaines de collisions. La distribution de l'énergie déposée sur de telles distances prend alors une forme similaire à celles représentées sur la figure 8.9 qui sont des distributions de Landau. Dans STAR, pour les simulations de détecteurs, l'algorithme de photo−absorption PAI inclus dans le programme GEANT, est utilisé pour calculer la perte d'énergie. Cet algorithme prend en compte la section efficace différentielle et est en bon accord avec les données [45]. La distribution de la perte d'énergie est ainsi simulée avec une bonne précision.

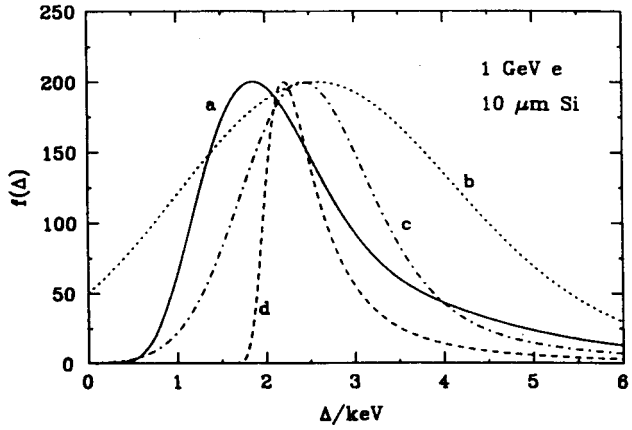

Figure 8.9 Distribution typique du dépôt d'énergie sur une épaisseur de quelques microns. Respectivement fonctions de Shulek, Vavilov et Bichsel.

8.2.2 Distribution spatiale de l'ionisation

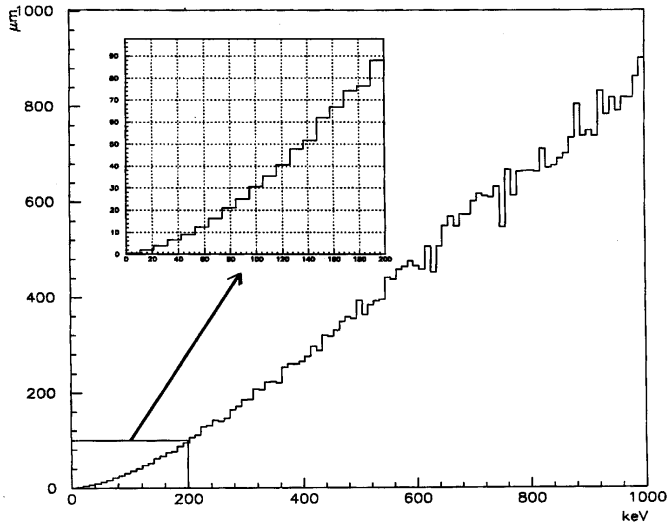

Figure 8.10 Parcours moyen des électrons dans le silicium en fonction de leur énergie.

L'énergie déposée par une particule lors de sa traversée du substrat de silicium est calculable précisément. Cependant, l'énergie n'est pas déposée uniformément dans le silicium. Chaque interaction d'une particule avec un atome entraîne l'arrachement d'un électron d'une couche atomique. Lorsque l'énergie transférée de la particule à l'atome est importante, cet électron va ioniser à son tour d'autres atomes parcourant ainsi une certaine distance dans le silicium avant d'avoir perdu toute son énergie. La zone ou des paires électron−trous sont créées s'étend ainsi autour du point de passage de la particule. Sur la figure 8.10, la distance parcourue par les électrons dans le silicium est représentée [46] : lorsque les électrons ont une énergie supérieure à 50 keV, ils parcourent des distances supérieures à 10 microns dans le silicium. Dans ce cas, la mesure du point de passage de la particule devient très imprécise. Cependant, les particules produites dans les collisions Au+Au à 200 GeV sont principalement des pions d'énergie inférieure à 1 GeV qui génèrent

peu d'électrons d'ionisation de grande énergie. Les événements où l'ionisation est déposée sur des distances importantes seront donc rares. De plus, ils peuvent être repérés car ils sont associés à un dépôt d'énergie totale important.

8.3 Collection des charges sur les pistes

Les charges créés par le passage d'une particule sont collectées sur chaque face du détecteur sous l'effet du champ créé par la jonction pn et la tension de polarisation. Dans ce paragraphe, nous allons présenter les caractéristiques de ce champ et étudier la mobilité des porteurs ainsi que leur diffusion.

8.3.1 Champ de dérive

Nous avons calculé le champ qui règne dans le silicium sur un cas simple : un détecteur simple face de type n, de 300 microns d'épaisseur et dont la distance inter−piste est de 95 microns. Le code de calcul est issu des travaux présentés dans [47]. Les résultats de ce calcul sont illustrés sur la figure 8.11. L'amplitude du champ de dérive est représentée ainsi que les trajectoires que suivraient des trous créés au voisinage du côté n. L'amplitude du champ est maximale au voisinage de la piste p au niveau de la jonction puis elle décroît linéairement jusqu'au côté n. Le champ est toujours supérieur à zéro ce qui indique que le substrat est entièrement déserté. La tension de polarisation est en effet égale à 50V alors que la tension de désertion est égale à 28V.

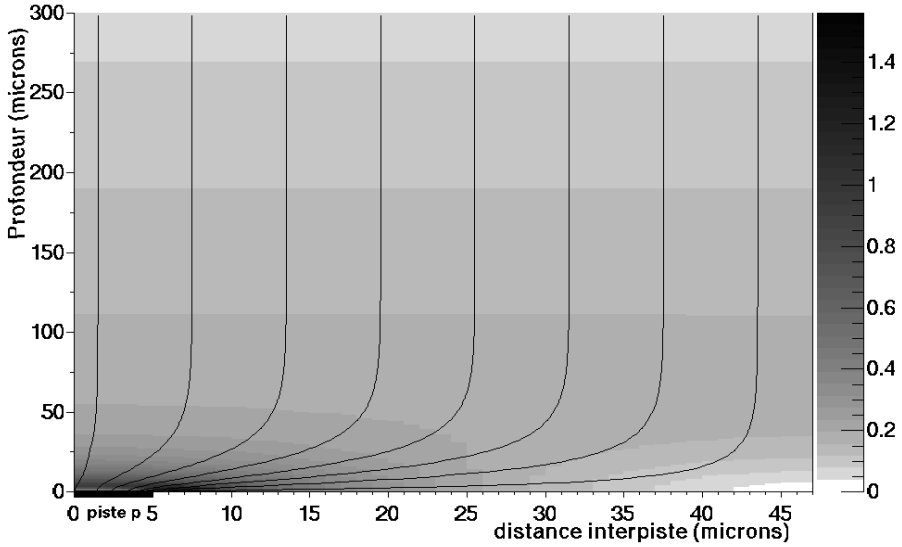

Figure 8.11 Amplitude du champ de dérive dans un détecteur au silicium à micropistes simple face (profondeur : 300 μm et distance inter−piste : 95 μm). Les trajectoires de trous ont été représentées à titre d'exemple.

Les trajectoires des porteurs sont focalisées vers la piste p lorsqu'ils atteignent une profondeur d'environ 30 microns. La concentration des lignes de champ entraîne une augmentation de l'amplitude du champ. Il est aussi intéressant de remarquer que dans le cas d'un détecteur double face, le champ est défocalisant pendant environ 30 microns pour les porteurs de charges crées au voisinage d'un des côtés mais qui sont collectés sur la face opposée.

8.3.2 Mobilité et temps de collection

Les porteurs de charge vont être accélérés sous l'effet du champ qui règne dans le substrat. Cependant, cette accélération est très vite limitée car ils subissent de multiples collisions avec les atomes du cristal. Leur vitesse atteint rapidement une valeur de saturation qui s'exprime par la relation : $\vec{v} = \mu \vec{E}$ où μ est la mobilité des porteurs. A 300K, dans la région où le champ varie linéairement, $\mu_{electron}$ = 1350 $cm^2/V.s$ et μ_{trou} = 480 $cm^2/V.s$. La vitesse de transport des porteurs varie au long de leur parcours en fonction du champ électrique : elle est minimale au voisinage du côté n et maximale au niveau de la jonction pn. Dans le cas d'un détecteur au silicium double face, la focalisation du champ vers les pistes n+ entraîne une augmentation de la vitesse à leur abord.

La distribution du temps de collection des trous et des électrons repartis uniformément tous les microns dans le détecteur est représentée sur la figure 8.12. Ces temps sont calculés à partir du champ présenté au paragraphe 8.3.1. Les électrons sont collectés en moyenne un peu moins de trois fois plus vite que les trous. La structure du champ électrique fort au voisinage du point de collection des trous et faible au voisinage du point de collection des électrons explique la structure des distributions.

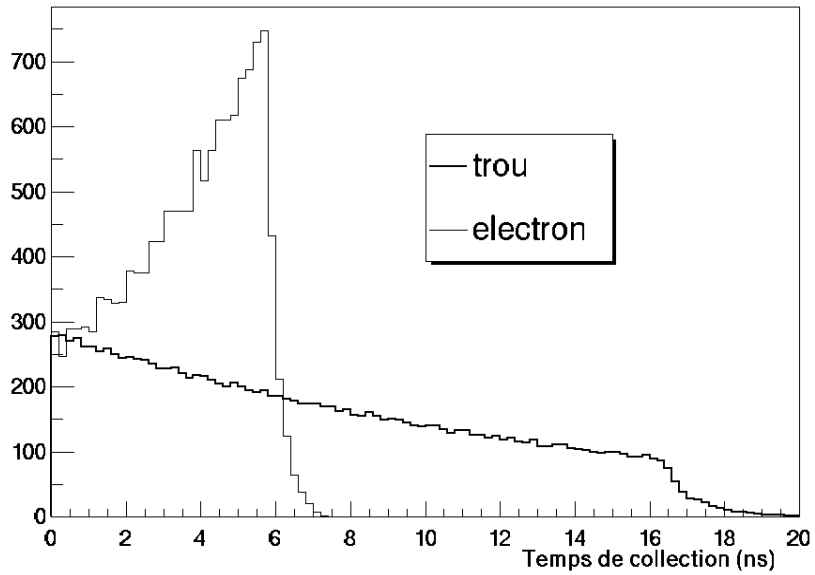

Figure 8.12 Distribution du temps de collection d'électrons et de trous repartis uniformément dans le substrat

Les porteurs ont une probabilité finie de recombinaison qui dépend du temps qu'ils passent dans le silicium. Cependant leur durée de vie est de l'ordre de 1 ms, ce qui est beaucoup plus que les temps de collection.

8.3.3 Diffusion des porteurs

Même en l'absence de champ électrique, les porteurs sont soumis à un mouvement aléatoire de diffusion. Il peut être modélisé par une distribution gaussienne dont la largeur est donnée par : $\sigma = \sqrt{2Dt}$ où D est le coefficient de diffusion d'Einstein : $D = \mu kT/e$.

Avec $|\vec{v}| = dl/dt = \mu|\vec{E}| = \mu E$, la diffusion pendant un intervalle de temps dt peut

s'écrire en fonction de la distance parcourue : $\sigma = \sqrt{2Ddt} = \sqrt{2\frac{kT}{e}\frac{dl}{E}}$

La mobilité n'intervient pas dans cette dernière expression de la diffusion des porteurs se déplaçant dans le silicium sous l'effet d'un champ de dérive car elle est la même pour les électrons et les trous. Cependant, les trous devraient en moyenne moins diffuser que les électrons car ils doivent tous traverser la zone où le champ est maximal au voisinage de la jonction. La diffusion est fonction uniquement de la tension de polarisation et de la température. Elle a un impact important sur le partage de la charge entre les pistes situées à proximité du point de passage des particules. Pour illustrer l'effet de la diffusion, nous avons représenté sur la figure 8.13, les trajectoires de trous créés à proximité du côté n en prenant en compte la diffusion.

La diffusion permet à un porteur de charge d'atteindre une piste différente de celle qu'il aurait rejointe en suivant la ligne de champ sur laquelle il a été créé. C'est un phénomène important dans notre étude du partage de charge entre pistes. Cependant, la diffusion n'a un impact que sur les porteurs de charge qui passent sur des lignes de champ menant à une autre piste que celle qu'ils auraient dû atteindre sous l'effet du champ seulement. Dans le cadre de l'étude du partage de charge, il est alors inutile de considérer la diffusion lorsque les porteurs de charges dérivent parallèlement à la surface du détecteur.

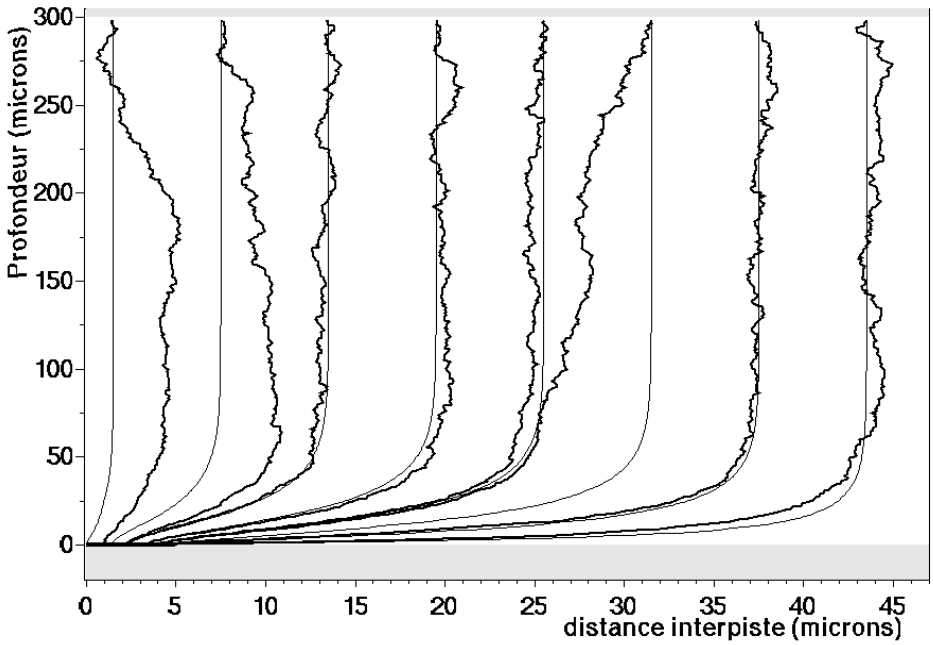

Figure 8.13 Trajectoire de trous générés à proximité du côté n. Trait gras : avec diffusion. Trait normal : sans diffusion

Dans notre étude, nous n'avons considéré que la valeur moyenne de la diffusion d'un porteur créé en (u,z) s'écrit :

$$Si \quad z > z_0 \quad \sigma_{diff}(u,z) = 0$$

$$Sinon \quad \sigma_{diff}(u,z)^2 = \frac{\int_z^{z_0} 2\,Dt(l)\,dl}{z_0 - z}$$

avec *u* la direction parallèle à la surface du détecteur et *z* la profondeur. z_0 est défini comme la profondeur à laquelle les charges commencent à dériver parallèlement à la surface du détecteur.

Nous modéliserons le partage de charge au paragraphe 9.3 en considérant la diffusion moyenne ainsi calculée. Un second phénomène important dans le cadre de cette étude est le partage de charge par induction capacitive de courant.

8.4 Couplage capacitif

Nous allons distinguer deux types de couplages capacitifs : l'un s'effectue pendant la dérive des porteurs, l'autre une fois qu'ils ont été collectés par une piste donnée.

8.4.1 Induction de courant pendant la dérive

8.4.1.1 Théorème de Ramo

Lors de leur parcours à travers le silicium, les porteurs de charges induisent un courant sur chacune des électrodes à proximité. Ce phénomène peut être calculé en appliquant le théorème de Ramo qui stipule que le courant induit sur une piste m s'écrit [48]:

$i_m = q\,E\vec{w}_m \cdot \vec{v}$ avec :

$E\vec{w}_m$ le champ de pondération de la piste considérée

$\vec{v}$ la vitesse du porteur

Le champ de pondération est calculé en plaçant une tension de 1V sur l'électrode considérée et de 0V partout ailleurs. La charge d'espace n'est pas prise en compte. Ce champ représente le couplage capacitif entre une électrode et chaque point du substrat. La démonstration de l'applicabilité du théorème de Ramo au cas des semi−conducteurs est donnée en [49].

Si on s'intéresse à la charge induite sur une piste par un porteur de charge *q* dérivant du point *p1* au point *p2*, on a :

$$Q_m = \int_{p1}^{p2} i_m\,dt = q\int_{p1}^{p2} E\vec{w}_m \cdot \vec{v}\,dt = q\int_{p1}^{p2} E\vec{w}_m \cdot \vec{dl} \quad \text{avec} \quad \vec{v} = \vec{dl}/dt$$

Cette intégrale ne peut être analytiquement calculée que dans très peu de cas. Dans le cas des détecteurs au silicium à micropistes, il est nécessaire de connaître le champ de pondération en tout point du détecteur afin de calculer son produit scalaire avec la vitesse des porteurs.

Avant de détailler l'application du théorème de Ramo aux détecteurs au silicium à micropistes, nous allons présenter l'exemple d'une diode pn, afin d'illustrer dans un cas simple l'induction d'une charge se déplaçant entre des électrodes. Le schéma d'une telle diode est représenté sur la figure 8.14.

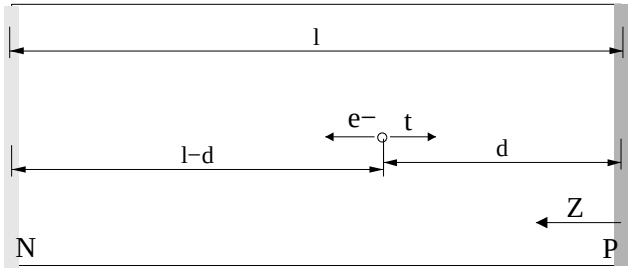

Figure 8.14 Application du théorème de Ramo à une diode

Dans le cas général, la charge induite par un porteur de charge se déplaçant entre les points *p1* et *p2* se traduit par l'équation :

$$Q = q\int_{p1}^{p2} \vec{E}w\cdot\vec{dl} = \pm q\int_{p1}^{p2} Ew_z\, dz = \pm q\int_{p1}^{p2} dVw = \pm q(Vw(p2) - Vw(p1))$$

avec $\vec{dl} = dz$ où z est la distance au côté p. Avec $Vw_p(z) = 1 - z/l$ *et* $Vw_n(z) = z/l$ où *l* est la distance entre les côtés n et p, On a :

- Trou créé en z=d : $Q_p = -e(Vw_p(0) - Vw_p(d)) = e(1 - d/l)$ *et* $Q_n = -e\,d/l$
- Électron créé en z=d : $Q_p = -e(Vw_p(l) - Vw_p(d)) = e\,d/l$ *et* $Q_n = -e(1 - d/l)$
- Paire créée en z=d : $Q_p = e$ *et* $Q_n = -e$

Dans cet exemple, nous avons obtenu un résultat analytique car la dérive des porteurs ne s'effectue que dans une dimension. Nous allons maintenant nous intéresser au cas plus complexe des détecteurs au silicium à micropistes.

8.4.1.2 Application aux détecteurs au silicium à micropistes

Le courant induit par la dérive de charges dans le substrat sur les pistes à proximité peut être calculé à partir du champ de pondération. L'électronique de lecture des détecteurs que nous allons considérer n'est sensible qu'à la charge car le courant est intégré dans le préamplificateur. La question principale, dans ce cas, est de connaître la fraction de charge qui va être induite sur les pistes voisines de celle qui collecte le porteur.

Nous avons calculé le champ de pondération sur le même exemple que celui présenté au paragraphe 8.3. A partir de ce calcul, nous avons étudié le signal induit par des trous créés à proximité du côté n et à 7 et 43 microns à droite de la plus proche piste du côté p. Les charges induites sur la piste la plus proche (piste centrale) et les deux pistes à sa droite et à sa gauche sont représentées sur les figures 8.15 et 8.16. Dans les deux cas, la majorité de la charge est induite sur la piste centrale. La charge induite sur les pistes voisines augmente puis diminue avec le temps. Jusqu'à une certaine profondeur, le courant induit sur toutes les pistes est positif car le produit scalaire $\vec{Ew}_m\cdot\vec{v}$ est négatif. Toutefois, lorsque le trou arrive à proximité de la piste sur laquelle il sera collecté, le signe du produit scalaire change pour les pistes voisines et l'intégrale sur la charge décroît. Le produit scalaire $\vec{Ew}_m\cdot\vec{v}$ conserve le même signe pendant toute la dérive du trou seulement pour la piste qui le collectera. A cause de ce phénomène, la charge induite sur les pistes voisines est faible par

rapport à celle induite sur la piste centrale.

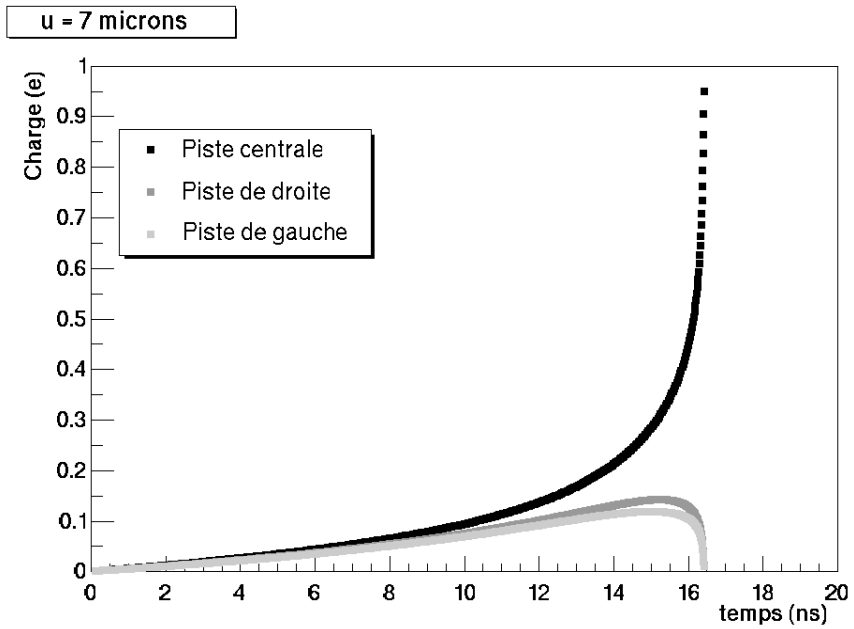

Figure 8.15 Charge induite par le mouvement d'un trou créé à u = 7 microns et z = 299 microns

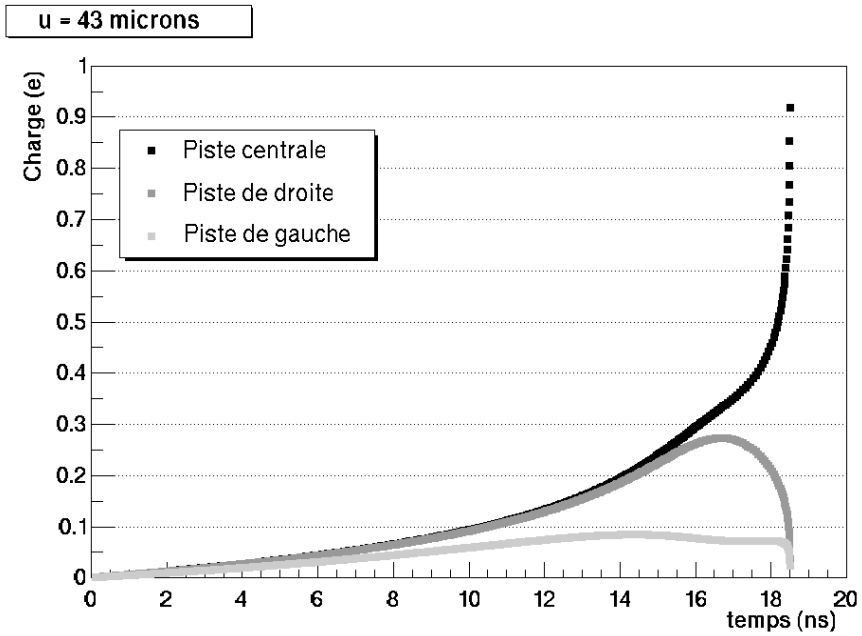

Figure 8.16 Charge induite par un trous créé en u = 43 microns et z = 299 microns

8.4.2 Couplage capacitif entre pistes

Le courant induit par la dérive des porteurs sur les pistes p+ et n+ est lui même induit sur les pistes d'aluminium. Ce courant est majoritairement transféré à la piste d'aluminium la plus proche. Une partie du signal est aussi collectée par les pistes voisines. Ce couplage capacitif est schématiquement représenté sur la figure 8.17. Les capacités inter−pistes offrent au courant un chemin à travers les pistes voisines. Cependant, la capacité entre les pistes de p+ et d'aluminium qui se font face, est très supérieure à celle entre les pistes de

silicium. Seule une faible fraction du signal peut être induit de cette manière sur les voisins. Il est important de noter que cette induction de courant est indépendante de la localisation de l'ionisation.

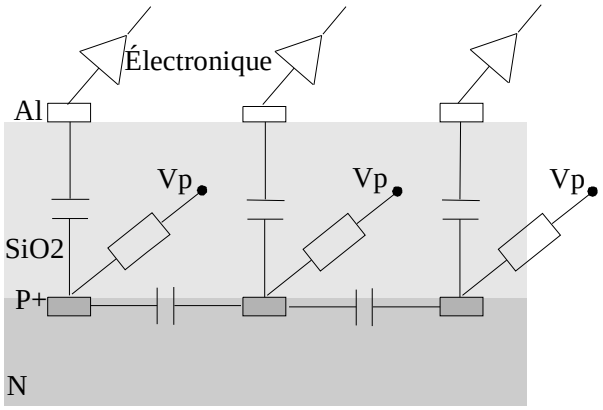

Figure 8.17 Couplage capacitif entre pistes

En conclusion, deux types de couplages capacitifs peuvent être distingués : l'un pendant la dérive des porteurs dans le silicium qui est dépendant de la position de l'ionisation, et l'autre qui ne dépend que des couplages entre les pistes de silicium et d'aluminium.

8.5 Lecture du signal

Le signal collecté sur les pistes d'aluminium doit être amplifié pour être mesuré. Des amplificateurs bas bruit sont connectés à chaque piste. Dans le SSD, la puce ALICE128 est utilisée. Elle a été conçue au LEPSI par L.Hébrard. Le bruit d'un canal est de l'ordre de 500 équivalent électrons lorsqu'il est connecté à une piste d'un détecteur du SSD. Le bruit peut être schématiquement séparé en deux sources [48]:

- Bruit série (interne à l'amplificateur) : il provient des courants de fuite dans les composants de l'amplificateur. Il est important de noter que ce bruit est proportionnel à la capacité connectée en entrée du préamplificateur, c'est à dire à la capacité totale entre une piste et la masse.
- Bruit parallèle : ce bruit est lié au courant de fuite qui provient du mouvement des porteurs minoritaires, de la génération thermique de paires electron−trou qui est favorisée par la présence d'impuretés et de phénomènes qui se produisent à la surface du détecteur. Les deux premiers phénomènes contribuent faiblement au bruit alors que le troisième dépend fortement de l'environnement dans lequel le détecteur est placé.

Une fois le signal amplifié, il doit être converti en signal numérique. Le grand nombre de pistes ne permet pas d'utiliser une voie ADC pour chaque canal. Le signal est multiplexé avant d'être numérisé. Dans le cas du SSD, la réception d'un signal de déclenchement entraîne la mise en mode "hold" des amplificateurs. La charge est stockée dans une mémoire tampon. Les mémoires sont ensuite vidées séquentiellement et les charges qu'elles contiennent sont converties en information numérique.

Nous allons présenter dans le chapitre suivant notre analyse du comportement des prototypes des modules de détection du SSD. Notre but principal est de comprendre quels

phénomènes parmi ceux que nous avons présentés dans ce chapitre ont un impact important sur le mode de fonctionnement des détecteurs.